

10 MeV의 전자선이 텅스텐 표적에 충돌하여 생성되는 광자선 스펙트럼의 계산

원광보건대학 방사선과

* 원광대학교 의과대학 방사선종양학교실

† 전주예수병원 방사선종양학과

‡ 전북대학교 물리학과

이정옥, 정동혁*, 문성록*, 강정구†, 김승곤‡

방사선치료에 이용되는 X-선의 특성을 고찰하기 위하여, 몬테칼로 방법을 이용하여 텅스텐 표적에 입사한 6, 10, 15 MeV의 전자선에 의해 발생하는 X-선의 에너지분포와 평균에너지를 계산하였다. 빔의 반경의 함수로서 계산된 광자의 평균에너지는 6, 10, 15 MV에 대하여 각각, 1.4-1.6, 2.1-2.5, 2.8-3.3 MeV범위로서 반경에 크게 의존하지 않고 거의 일정하였다. 표적과의 수직거리 100 cm에서 구해진 6, 10, 15 MV X-선의 에너지분포를 이용하여, 몬테칼로 계산으로 깊이선량을 계산하였다. 이 중 10 MV에 대한 것을 측정값과 비교하였다. 계산된 10 MV X-선의 깊이선량은 표면영역을 제외하고 깊이의 증가에 따라 측정값보다 낮게 나타났다. 그 이유는 실제 X-선의 에너지분포에는 편평화여과기에 의한 빔경화효과가 포함되어 있는 반면, 본 연구에서 수행한 몬테칼로 계산결과에는 이 효과가 포함되어 있지 않기 때문으로 생각된다.

중심단어: 엑스선, 광자에너지, 몬테칼로 계산

서 론

방사선치료에 이용되는 높은 에너지 X-선은 가속관에서 가속된 전자가 정지한 표적(target)에 부딪칠 때 발생하는 제동복사선(bremsstrahlung)이다. 제동복사로 인하여 발생한 광자의 에너지는 0에서부터 입사전자의 운동에너지범위까지 연속적으로 분포하며, 물질의 감쇠계수(attenuation coefficient), 흡수계수(absorption coefficient) 등과 같은 방사선치료를 위한 측정 및 선량계산에 도입되는 변수들이 광자선속의 에너지 스펙트럼의 함수이므로, X-선의 에너지

분포를 정확히 구해야 할 필요가 있다.¹⁻³⁾ 높은 에너지를 갖는 X-선의 에너지 분포는 Faddegon,⁴⁾ Landry⁵⁾ 등의 연구에서와 같이 NaI 또는 Ge 검출기와 MCA(multi channel analyzer)를 이용한 직접측정으로 구할 수 있는데, 일반적으로 방사선치료용 선형가속기에서 방출되는 X-선은 빔의 다발밀도(flux density)가 매우 높아 정확한 측정은 어려운 것으로 알려져 있다. X-선의 에너지분포를 구하는 다른 한 가지 방법으로 주어진 물질의 두께에 따라 측정된 감쇠계수를 이용하여 에너지분포를 유도하는 energy reconstruction 방법⁶⁻⁸⁾이 있으나, 측정에 수반되는 오차로 인한 불확정성이 포함되어있으며, 그 결과가 산란성분이 포함되지 않은 pencil beam에 대한 에너지분포이므로, 실제 X-선 조사면의 에너지분포와는 차이가 있다. 이 외에도 실측으로 구하는 방법에는 많은 한계를 가지는데, 그 중 하나는 검출기의 반응도(response function)가 에너지에 의존하기 때문이며,^{2,9)} 대부분의 검출기에 대한 반응도가 정확하게 알려져 있지 않기 때문이다.

대표저자 : 이정옥

주소: 570-750 전북 익산시 신용동 344-2

원광보건대학 방사선과

연락처: Tel. 0653-840-1232, Fax. 0653-850-1150

본 연구는 1998년도 원광보건대학 교내 연구비 지원으로 이루어졌음

제동복사에 대한 이론적인 설명으로는 상대론적 양자역학을 이용하여 Heitler¹⁰⁾가 유도한 식과 그 외 몇 가지 공식들^{11,12)}이 있지만, 표적물질에서 발생한 이차전자들 그리고 광자의 상호작용에 의해 발생한 전자들도 제동복사를 일으킬 수 있으므로, 이 공식만을 이용하여 표적외부로 방출되는 광자의 에너지분포를 계산하는 데에는 다소 무리가 있다.

이러한 배경과 함께 표적에서 발생하는 가능한 상호작용들의 발생 및 새로운 입자의 생성을 모두 고려하면서, 표적 외부로 방출되는 광자의 에너지분포를 구하는 이론적인 방법으로, 몬테칼로(Monte Carlo) 계산을 제안할 수 있다. 이 계산방법은 종래에는 높은 에너지의 방사선에 대한 차폐의 계산 등에 이용되어 왔으나, 그 결과의 정확성이 알려지면서, 방사선을 다루는 여러 분야에서 측정과 병행하는 방법으로 이용이 증가되고 있다. 또한 최근 컴퓨터 기술의 발전으로 전세계적으로 많은 연구가 이루어지고 있으며, 선형가속기에서 방출되는 X-선의 에너지분포를 구하는 연구에도 몬테칼로 계산을 이용하는 것이 점차 일반화되고 있다.

본 연구의 목적은 몬테칼로 방법을 이용하여, 텅스텐 표적에 입사한 6, 10, 그리고 15 MeV의 전자들에 의하여 발생하는 제동복사광자의 에너지분포를 계산하는 것으로서, 궁극적으로는 측정이 어려운 방사선치료용 X-선의 물리적 특성을 고찰하여, 방사선 치료를 위한 선량계측 및 계산에 연구자료로서 활용하기 위함이다. 몬테칼로 계산은 표적과의 수직거리인 100 cm에서 측방향으로 0에서 20 cm범위의 동심원 구간에 대한 에너지분포를 구하는 데 적용되었고, 이 반경구간에서 거리와 평균에너지의 관계를 구하였다. 그리고 6, 10, 15 MV X-선에 대하여 각각 계산된 에너지 분포를 이용하여 깊이선량율(percent depth dose, PDD)을 각각 구하였으며, 그 중 10 MV X-선에 대한 값을 측정값과 비교, 분석하는 과정도 포함하였다. 다음에 이어지는 재료 및 방법에서는 제동복사의 이론적인 배경과 몬테칼로 계산 방법에 대하여 논의하고, 결과에서는 계산결과의 제시와 함께 결과의 분석이 이루어지며, 결론에서는 계산결과에 대한 고찰 및 더 나아가 앞으로 몬테칼로 계산에 의한 연구의 방향 등을 논의한다.

재료 및 방법

1. 전자와 물질과의 상호작용

물질에 입사한 전자는 그 물질을 구성하는 전자나 핵과 쿨롱힘(Coulomb force)에 의하여 상호작용한다. 물질의 전자와 충돌할 때는 원자를 여기(excitation)시키거나 이온화(ionization)시키며, 핵과 충돌할 때는 핵의 강한 전기장에 의해 제동복사를 일으킨다. 따라서 물질속을 진행하는 전자의 에너지 손실은 충돌과 제동복사의 두 과정에 의하여 발생하며, 이는 단위 경로당의 전체 에너지 손실 즉, 저지능(total stopping power)의 관점에서 기술되기도 하였다.¹³⁾ 한편, 제동복사에 의하여 발생된 광자는 광전효과, 콤프턴 산란, 그리고 쌍생성을 통하여 물질과 상호작용하며, 이 세 가지 상호작용들의 결과로서 발생한 전자들은 다시 광자의 발생에 기여하게 되는데, 물질속에서 연쇄적으로 발생하는 이러한 미시적 현상들을 전자기 샤워어(electromagnetic shower)라고 한다.¹⁴⁾ 본 연구에서 관심을 가지는 것은 선형가속기 표적으로부터 방출되는 광자의 에너지분포이므로, 광자의 발생에서 중요한 제동복사에 대한 이론적인 면을 먼저 고찰해 본다.

고전적 전자기 이론에 의하면 전하량이 e 인 전자가 가속도 a 를 가질 때, 단위 입체각을 통하여 방출되는 전자기파의 단위시간 당의 에너지(power) $dP/d\Omega$ 는 다음과 같이 유도된다.¹⁵⁾

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 a^2}{4\pi} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^5} \quad (1)$$

여기서 c 는 광속, β 는 광속단위의 전자의 속도이며, θ 는 전자의 진행방향에 대한 전자기파의 방출 방향이다. 이 식으로부터 가속된 전자에 의한 전자기파의 방출은 가속도의 제곱에 비례하며, $\beta \approx 0$ 인 느린 속도에서 전자기파는 전자의 진행과 수직방향으로, $\beta \approx 1$ 인 빠른 속도에서는 전자의 진행방향으로 방출됨을 알 수 있다. 실험¹⁶⁾과 잘 일치하는 제동복사의 각분포(angular distribution)는 Bethe-Heitler의 양자역학적 계산으로 유도되었으며, 정지질량이 m_0 인 전자의 총 에너지가 E_0 일 때, $E_0 \gg m_0 c^2$

인 높은 에너지의 전자에 의해서 발생한 광자의 평균 방출각은 $\bar{\theta} \approx m_0c^2/E_0$ 의 관계를 가지므로 나타났다.^{10,17)} 에너지의 함수로서 제동복사의 단면적(cross section)은 각분포로 주어지는 미분단면적을 모든 입체각에 대하여 적분함으로써 얻을 수 있으며, 입사전자의 에너지가 E_0 이고, $E_0 \gg m_0c^2$ 인 높은 에너지의 전자에 대하여, 궤도전자의 완전한 차폐(complete screening)를 가정하고, 유도한 Bethe의 공식은 다음과 같다.¹⁷⁾

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{4\sigma_0}{k} \left[\left\{ (1 + w^2 - \frac{2}{3}w) \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{w}{9} \right\} \right] \quad (2)$$

이 식에서 $\sigma_0 = \alpha Z^2 r_e^2$, $\alpha = 1/137.04$ 는 미세구조상수(fine structure constant), Z 는 표적핵의 원자번호, r_e 는 고전적 전자반경, 그리고 $w = E/E_0$ 는 전자의 마지막과 처음상태의 에너지의 비이다. 이 식으로부터 제동복사에서 에너지 ϵ 를 가지는 광자의 발생확률이 근사적으로 $1/\epsilon$ 에 비례함을 알 수 있다.

2. 몬테칼로 계산

1) 몬테칼로 계산코드

본 연구에서 전자기 샤워어를 몬테칼로 방법으로 계산하기 위한 계산코드는 EGS4(Electron Gamma Shower ver. 4)코드¹⁸⁾이다. EGS4는 SLAC(Stanford Linear Accelerator Center)에서 전자와 광자의 물질과의 상호작용을 계산하기 위하여 개발한 프로그램으로서, 표준서브루틴(standard subroutines), PEGS4(pre-process for EGS4), 그리고 사용자코드(user code)로 구성되어 있다. 여기서 표준서브루틴은 EGS4의 핵심부로서 상호작용의 계산 및 처리, 기하구조와의 자료교환 등을 수행하며, PESG4는 EGS4의 수행 시 필요한 물질에 대한 자료를 계산하는 기능을 가진다. 사용자코드는 파일의 입출력 및 기하구조의 계산, 계산결과의 처리 등의 기능을 수행하는데, EGS4의 용도에 따라 사용자가 직접 작성하도록 되어 있다.

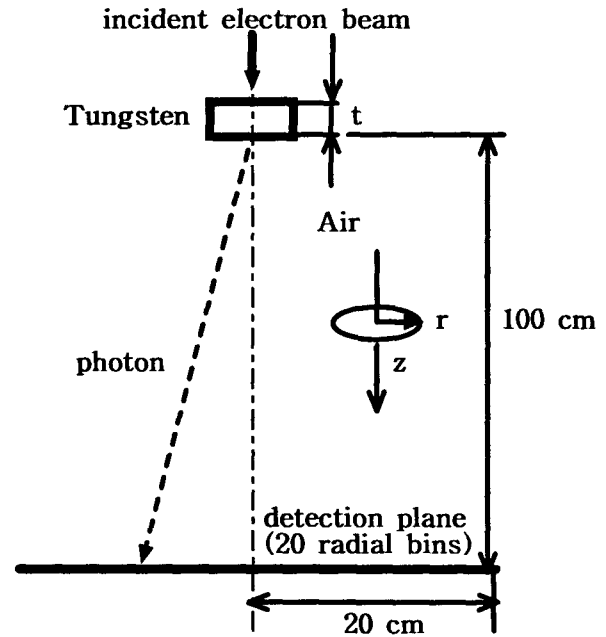


Fig. 1. Diagram of the detection geometry in our Monte Carlo simulation.

본 연구에서는 입사전자가 텅스텐 표적과 충돌하여 상호작용을 일으키고, 이 과정에서 표적 외부로 방출된 광자들 중 표적과의 직선상 100 cm 지점을 통과하는 광자를 검출하는 기능을 수행하는 사용자 코드를 직접 작성하였다. 그리고 구해진 에너지분포를 이용하여 깊이선량을 계산하기 위한 사용자코드로서 xyzdos.mortran을 이용하였다. EGS4의 실행은 모트란(mortran)으로 되어있는 원시코드를 포트란(fortran)으로 컴파일하는 과정과 이 포트란 코드를 실행파일로 변환하는 두 단계의 과정이 선행되며, 이 때 사용된 컴파일러는 각각 mortran3와 fortran77이다. 컴파일과정을 포함한 몬테칼로 계산의 전체과정은 워크스테이션(HP-9000, Model 715/100, hpux 9.0)에서 수행되었으며, 결과의 처리는 개인용 컴퓨터를 이용하였다.

2) 에너지분포의 계산

본 연구에서 표적으로부터 발생한 제동복사광자의 에너지분포를 몬테칼로 방법으로 계산하기 위하여 적용한 기하구조는 Fig. 1과 같다. 그림에서 보는 바와 같이 설정된 좌표는 원통형 좌표계로서, 입사전자빔의 반경은 0.1 cm이며, 표적물질은 텅스텐

(Tungsten, $Z=74$, $\rho=19.3 \text{ g/cm}^3$), 그리고 검출면을 포함한 공간영역은 공기(Air, $\rho=0.0012 \text{ g/cm}^3$)로 설정되어 있다. 본 연구에서 사용된 입사전자빔은 단일에너지(mono energy)로서 6, 10, 15 MeV이며, 각 에너지에 대하여 3×10^6 개의 전자를 계산하였다. 이 계산에서 표적의 두께는 텅스텐에서 입사전자의 CSDA 비정(continuous slowing-down approximation range)으로서, 6, 10, 15 MeV의 에너지에 대하여 각각 4.27, 6.21, 8.09 g/cm^2 를 적용하였다.¹⁹⁾ 또한 몬테칼로 계산에서 입자의 수송을 위한 parameter로서 에너지의 하한 값은 전자에 대하여 총 에너지로 0.711 MeV, 광자에 대하여 0.02 MeV, 그리고 전자의 스텝(step) 당 에너지 손실의 비율은 4%로 설정하였다. 몬테칼로 계산은 전자가 텅스텐 표적에 수직으로 입사하는 것으로부터 시작되며, 입사전자와 표적과의 상호작용에서 발생한 광자들이 표적과의 수직거리 100 cm, 그리고 주어진 반경범위에 도달하는 경우에 이를 검출하여 에너지, 진행방향과 같은 물리량을 기록하고 인위적으로 소멸시키는 과정으로 수행된다. 이 계산에서 설정된 에너지구간은 24개로서 6, 10, 15 MeV 에너지에 대하여 각각 0.25, 0.42, 0.63 MeV/energy bin이다.

본 연구에서는 광자검출의 최대반경을 20 cm로 설정하였으며, 이 거리를 20개의 일정한 구간 (1.0 cm/radial bin)으로 나누어서 각각의 반경구간에 대한 에너지분포와 평균에너지를 구하였다. 임의의 반경구간에 대한 에너지분포는 앞서 제시한 바와 같이 24개의 에너지구간에 대한 광자수의 분포를 나타내며, 임의의 반경구간 i 의 평균에너지 $\langle E_i \rangle$ 를 다음과 같이 계산하였다.

$$\langle E_i \rangle = \sum_{j=1}^{24} E_j P_j \quad (3)$$

여기서 P_j 는 $\sum_{j=1}^{24} P_j = 1$ 을 만족하는 j 번째 에너지구간에 대하여 일반화한 광자의 분포확률로서 다음과 같다.

$$P_j = \frac{\Delta N_j}{N_i} \quad (4)$$

여기서 ΔN_j 는 에너지 E_j 와 $E_j + \Delta E_j$ 사이를 가지는 광자의 수이고, N_i 는 반경구간 i 에서 검출된 전체광자의 수이다.

3) 깊이선량율의 계산

본 연구에서는 2.2절의 결과를 이용하여 구한 광자의 에너지분포의 타당성을 검증하기 위하여, 10 MeV 전자에 대하여 구한 X-선의 에너지분포를 이용하여 $10 \times 10 \text{ cm}^2$ 조사면의 깊이선량율을 몬테칼로 방법으로 계산하고, 그 결과를 10 MV 광자선에 대한 측정자료와 비교하였다. 다음은 몬테칼로 계산으로 구한 10 MV광자의 에너지분포를 이용하여 깊이선량율을 계산하는 과정이다.

a) 에너지의 표본 추출

조사면 안으로 입사하는 광자의 에너지를 계산된 에너지분포로부터 표본추출 하기 위하여, (4)식으로 구한 광자의 분포확률 P_j 를 이용한다. 그리고 0에서 1까지 균일한 분포를 가지는 임의의 수 즉, 난수(random number) ξ_1 을 취하여 다음과 같은 조건을 만족하는 k 를 구한다.

$$\sum_{j=1}^k P_j \leq \xi_1 < \sum_{j=1}^{k+1} P_j \quad (5)$$

이 조건으로부터 선택된 k 와 새로운 난수 ξ_2 를 취하여, 다음과 같이 입사광자의 에너지 $E_{inc.}$ 를 결정한다.

$$E_{inc.} = E_k + \xi_2 \Delta E \quad (6)$$

여기서 E_k 는 에너지분포에서 k 번째 에너지이며, 에너지 구간의 크기인 ΔE 는 2.2절에서 제시한 값과 같다.

b) 흡수선량의 계산

물질의 흡수선량은 그 물질속을 진행하는 전자의

연속적 에너지손실로부터 발생하는데, 몬테칼로 계산에서는 물질속에서 전자가 Δt 만큼 이동하였을 때, 물질에 국소적으로 저장된 흡수선량 ΔD 를 다음과 같이 계산한다.

$$\Delta D(\text{Gycm}^2) = \frac{1}{\Phi} \frac{L(E, \Delta)}{\rho} \cdot \Delta t \quad (7)$$

여기서 ρ 는 g/cm^3 단위인 물질의 밀도, Φ 는 단위면적당의 입사광자수로 정의되는 입사 플루언스(incident fluence)이며, $L(E, \Delta)$ 는 전자의 에너지 E 와 임의 하한에너지 값 Δ 에 의하여 결정되는 전자의 제한저지능(restricted stopping power)이다. 이 계산에서 물에 대해 적용된 Δ 는 10 keV이다.

결 과

Fig. 2는 몬테칼로 방법에 의하여 계산된 텅스텐 표적에서 생성되는 6, 10, 15 MV 제동복사선의 에너지 분포로서, 표적과의 거리 100 cm에서 빔의 축방향으로 0에서 20 cm까지의 구간에 대한 계산결과이다. 이 그림에서 X-선의 에너지분포는 대부분 낮은 에너지의 광자들로 구성되어 있으며, 입사전자의 운동 에너지 범위를 가지는 높은 에너지의 광자들은 매우 적은 비율로서 존재하는 것을 알 수 있다. 이 결과는 (2)식으로 주어지는 제동복사의 미분단면적으로부터 예상할 수 있는데, 에너지 ε 인 광자의 발생 단

면적이 근사적으로 $1/\varepsilon$ 에 비례하기 때문이다. 그러나 이 관계는 낮은 에너지구간에서 그림에 나타난 계산결과와는 다른데, 그 이유는 유한한 두께를 갖은 표적물질 속에서 입사전자가 진행하는 과정에서, 표적물질의 전자와 여러 차례의 충돌로 말미암아 에너지를 손실한 낮은 에너지의 전자들이 제동복사를 일으킬 때 낮은 에너지를 갖은 광자가 방출되어 에너지분포의 낮은 에너지구간에 기여하기 때문이다.

Fig. 3은 Fig. 2의 전체 에너지분포를 반경구간에 따라 각각 분류하고, 각각의 반경구간에 대한 광자의 평균에너지를 (3)식으로 계산한 결과이다. 이 그림에서 볼 수 있는 바와 같이 광자의 평균에너지는 6 MV에 대하여 1.4-1.6 MeV, 10 MV에 대하여 2.1-2.5 MeV, 그리고 15 MV에 대하여, 2.8-3.3 MeV의 범위로서, X-선의 평균에너지는 모든 반경구간에서 거의 일정하였다. (4)식으로 주어지는 광자의 평균에너지는 에너지와 그 분포확률의 곱에 비례함을 의미하는데, 이 그림에서 나타난 바와 같이 빔의 반경이 변해도 평균에너지의 변화가 크지 않은 것은 1.1절에 제시된 제동복사의 각분포에 관한 이론과 Fig. 2에 제시된 에너지분포로부터 다음과 같은 근사적인 해석이 가능하다. 높은 에너지를 갖은 입사전자에 의해 표적으로부터 방출된 광자들은 평균방출각, $\bar{\theta} \approx m_0 c^2 / E_0$ 의 관계에 의해 거의 빔축에 집중되어 분포하고, 또한 높은 에너지를 갖은 광자들이 상당량 존재 할 수 있지만, Fig. 2의 에너지분포에서 나타난 바와 같이 낮은 에너지를 갖은 광자들이 높

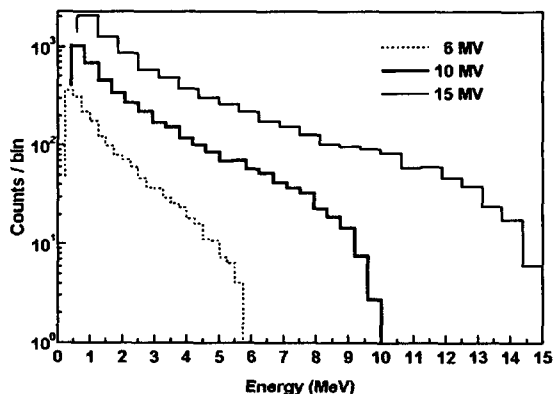


Fig. 2. Photon energy spectra of 6, 10, and 15 MV bremsstrahlung beams at the 100 cm from Tungsten target.

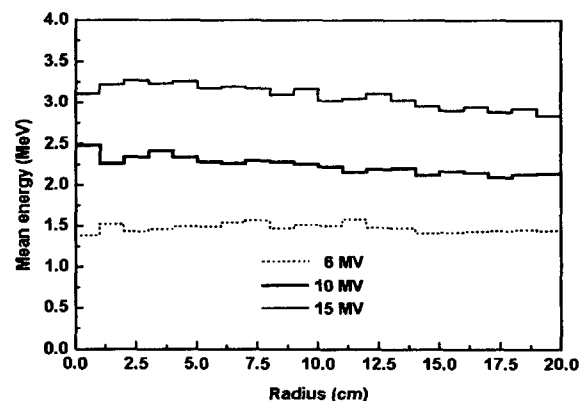


Fig. 3. Mean energy of the photon beam as a function of radial distance for 6, 10, and 15 MV bremsstrahlung beams at the 100 cm from Tungsten target.

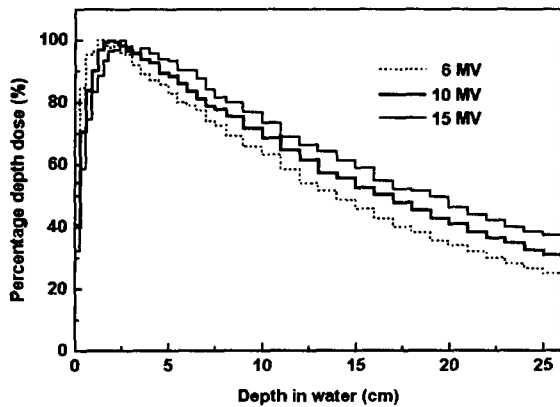


Fig. 4. Calculated percentage depth dose curves for 6, 10, and 15 MV X-rays along the central axis of a $10 \times 10 \text{ cm}^2$ field in water.

은 비율로 존재하기 때문에 평균에너지의 변화는 크지 않은 것으로 해석할 수 있다. 이 현상에 대해 보다 이해를 돕기 위해서는 각각의 반경구간에 대한 광자수의 분포와 에너지분포가 모두 제시되어야 하지만, 본 논문에서는 이를 생략한다.

Fig 4는 구해진 6, 10, 15 MV X-선의 에너지분포를 입력자료로서 이용하여, SSD (source-to-surface distance)가 100 cm인 물팬텀에 대한 몬테칼로 계산을 수행하고, 그 결과로서 얻어진 깊이에 대한 흡수선량의 분포를 이용하여, 깊이선량율을 계산한 결과이다. 그리고 Fig. 5는 10 MV X-선에 대한 깊이선량율의 측정자료²⁰⁾와 본 연구의 결과를 비교한 그림이다. 이 그림에서 최대선량지점의 경우에 측정값은 2.5 cm인 반면 계산값은 약 2.0 cm를 보였으며, 표면영역에서는 계산값은 40 %로 측정값인 12%보다 높게 나타났다. 또한 2.5 cm이상의 깊이에서는 계산값이 측정값에 비해 모두 낮게 나타났다. 이 결과는 선형가속기에서 방출되는 실제 X-선과 계산으로 구한 X-선의 에너지분포가 서로 차이가 있음을 의미하는데, 이 그림과 같은 결과를 얻은 것으로 보아 흡수선량의 계산에 이용된 에너지분포의 낮은 에너지영역에 존재하는 광자들의 비율이 실제보다 다소 높음을 알 수 있다. 그러므로 흡수선량의 계산과정에서 낮은 에너지의 광자들이 상대적으로 많이 표본추출 되고, 이 광자들이 표면선량에 기여함으로써 최대선량지점이 측정된 깊이보다 낮은 깊이

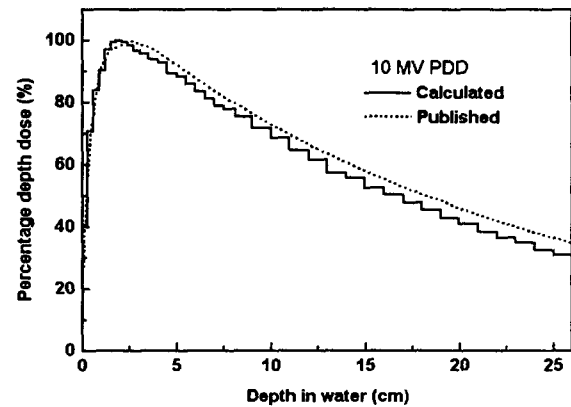


Fig. 5. Comparison of calculated and published PDD curves for 10 MV photon beam.

에서 나타났을 것으로 보여진다. 한편, 물 속 깊은 영역의 경우에 높은 에너지의 광자들이 표본추출되는 빈도가 상대적으로 낮아짐으로서, 최대선량지점의 값에 대하여 일반화한 값으로 정의되는 깊이선량율의 값이 측정값보다 낮게 나타난 것으로 해석할 수 있다.

본 연구에서 계산한 X-선의 에너지분포가 낮은 에너지구간에서 오차를 포함하고 있는 이유 중 가장 중요한 것은, 선형가속기에서 방출되는 X-선 빔의 실제의 에너지분포에는 선형가속기 head에 위치한 편평화여과기(flattening filter)에 의한 빔경화효과 (beam hardening effect)가 포함되어 있기 때문이다.²¹⁾ 따라서 선형가속기로부터 방출되는 X-선 빔에는 높은 에너지를 가지는 광자들이 본 연구의 계산값보다 높은 비율로서 존재하기 때문에, 에너지에 의존하는 깊이선량율의 계산값이 측정값보다 낮게 나타난 것으로 해석할 수 있다.

결론

방사선치료에 이용되는 높은 에너지의 X-선에 대한 에너지분포를 고찰하기 위하여, 텅스텐 표적에 입사한 전자에 대하여 몬테칼로 계산을 수행하고, 구해진 에너지분포를 이용하여 깊이선량율을 동일한 방법으로 계산하여 그 결과를 측정값과 비교, 분석하였다. 본 논문의 결과에서 나타난 바와 같이 몬테칼로 방

법으로 계산된 X-선의 에너지분포는 텅스텐 표적에서 발생된 초기의 에너지분포이므로, 실제 선형가속기에서 방출되는 X-선 빔과는 다소 차이가 있었다. 그러나 측정에 비하여 몬테칼로 계산의 편리함과 그 결과의 정확성으로 보아 선형가속기 head의 기하구조가 정확하게 반영된 조건에 대한 몬테칼로 계산을 수행한다면, 그 결과는 더욱 정확하게 일치할 것으로 보인다. 이것은 최근에 발표된 연구²²⁾를 통하여 알 수 있는데, 서로 다른 기하구조의 4 가지 기종의 선형가속기에 대해 각각의 기하구조를 정확하게 반영하여 수행된 결과들은 대부분 측정값과 잘 일치하였다.

본 논문의 결과로부터 결론을 제시하면 다음과 같다.

- 텅스텐 표적으로부터 방출되는 X-선은 대부분 낮은 에너지의 광자들로 구성되어 있다.
- 이 X-선의 선축에 대한 반경의 함수로서 계산한 광자의 평균에너지는 방사선치료의 범위에서 거의 일정하다.
- 구해진 10 MV X-선의 에너지분포를 이용한 깊이선량율의 몬테칼로 계산결과는 모든 깊이에서 측정값과 다소 차이를 보였으며, 이것은 본 연구에서 구한 에너지분포에는 편평화여과기에 의한 빔경화효과가 포함되지 않았기 때문이다.
- 선형가속기 head의 기하구조를 정확하게 반영하기 위한 연구가 요구되며, 정확한 에너지분포가 구해진다면, 정확한 선량계산이 요구되는 방사선치료 및 기타의 방사선 연구에 유용하게 이용될 것이다.

참고 문헌

- Mohan R., Chui C., Lidofsky L.: Energy and angular distributions of photons from medical linear accelerators. *Med. Phys.* 12:592 (1985)
- Krmar M., Slivka J., Bikit M., et al.: Evaluation of bremsstrahlung spectra generated by a 4-MeV linear accelerator. *Med. Phys.* 23:651 (1996)
- Yuan-Chyuan Lo: Albedos for 4-, 10-, and 18 MV bremsstrahlung x-ray beams on concrete, iron, and lead-Normally incident. *Med. Phys.* 19:659 (1992)
- Faddegon B.A., Ross C.K., Rogers D.W.O.: Angular distribution of bremsstrahlung from 15-MeV electron incident on thick targets of Be, Al, and Pb. *Med. Phys.* 18:727 (1991)
- Landry D.J., Anderson D.W.: Measurement of accelerator bremsstrahlung spectra with a high-efficiency Ge detector. *Med. Phys.* 18:527 (1991)
- Ahuja S.D., Steward P.G., Roy T.S., et al.: Estimated spectrum of a 4-MV therapeutic beam. *Med. Phys.* 13:368 (1986)
- Archer B.R., Wagner L.K.: Determination of diagnostic x-ray spectra with characteristic radiation using attenuation analysis. *Med. Phys.* 15:637 (1988)
- Archer B.R., Almond P.R., Wagner L.K.: Application of a Laplace transform pair model for high-energy x-ray spectral reconstruction. *Med. Phys.* 12:630 (1985)
- Tsoufanidis N.: *Measurement and Detection of Radiation*. Hemisphere Publishing Corporation, U.S. (1983), pp.283
- Heitler W.: *The Quantum Theory of Radiation*. 3rd ed. Oxford University Press, London (1954), pp.242
- Koch H.W., Motz J.W.: Bremsstrahlung cross-section formulas and related data. *Rev. Mod. Phys.* 31:920 (1959)
- Desobry G.E., Boyer A.L.: Bremsstrahlung review: An analysis of the Schiff spectrum. *Med. Phys.* 18:497 (1991)
- Klevenhagen S.C.: *Physics of Electron Beam Therapy*. Adam Hilger, England (1985), pp.37
- Williams W.S.C.: *Nuclear and Particle Physics*. Clarendon Press, Oxford (1991), pp.253
- Jackson J.D.: *Classical Electrodynamics* 2nd ed. John Wiley & Sons, New York (1975), pp.663
- Siemann R., Ash W., Berkelman K., et al.: Wide angle bremsstrahlung. *Phys. Rev. Lett.*

- 22:421 (1969)
17. Fernow R.C.: *Introduction to Experimental Particle Physics*. Cambridge University Press, New York (1986), pp.49
18. SLAC Report 265: *The EGS4 Code System*. Stanford Linear Accelerator Center, (1985)
19. Attix F.H.: *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. John Wiley & Sons, New York (1986), pp.572
20. Khan F.M.: *The Physics of Radiation Therapy* 2nd ed. Williams & Wilkins, Baltimore (1994), pp.A20
21. Lee P.C.: Monte Carlo simulations of the differential beam hardening effect of a flattening filter on a therapeutic x-ray beam. *Med. Phys.* 24:1485 (1997)
22. Rogers D.W.O., Faddegon B.A., Ding G.X., et al.: Beam: A Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units. *Med. Phys.* 22:503 (1995)

Calculation of Photon Spectra from the Tungsten Target for 10 MeV Electron Beam

Jeong Ok Lee, Dong Hyeok Jeong,* Sun Rock Moon,*
Jeong Ku Kang,[†] Seung Kon Kim[‡]

Department of Radiotechnology, Wonkwang Health Science College

**Department of Radiation Oncology, Wonkwang University, School of Medicine*

[†]Department of Radiation Oncology, Presbyterian Medical Center

[‡]Department of Physics, Chonbuk National university

In an effort to study the characteristics of x-rays utilized in radiation therapy, we calculated the energy distribution and the mean energy of x-rays generated from a tungsten target bombarded by 6, 10, and 15 MeV electron beams, using a Monte Carlo technique. The average photon energies calculated as a function of the beam radius lied in 1.4 ~ 1.6, 2.1 ~ 2.5 and 2.8 ~ 3.3 MeV ranges for 4, 10, and 15 MV electron beams, respectively, which turned out to have no strong dependence on the radius. Using the energy distributions of 6, 10, and 15 MV x-rays obtained for the target distance of 100 cm, percentage depth doses were determined using Monte Carlo calculations. For the case 10 MV, a comparison was made between our calculation and measurement performed by others. The calculated percentage depth dose appeared somewhat smaller than the measured one except in the surface region. We conclude that this is due to the fact that the beam hardening effect resulting from the flattening filter was not properly allowed for in our Monte Carlo calculations.

Keyword: X-ray, Photon energy, Monte Carlo calculation